КРАТКИЕ СООБЩЕНИЯ И ПИСЬМА В РЕДАКЦИЮ

УДК 550.388.2

ОБ ЭЛЕКТРОМАГНИТНЫХ ЭФФЕКТАХ ДЛЯ ГРАДИЕНТНО-ДРЕЙФОВОЙ И ТОКОВОЙ НЕУСТОЙЧИВОСТИ В ИОНОСФЕРНОМ СПОРАДИЧЕСКОМ СЛОЕ E_s

Б. Н. Гершман, А. А. Понятов

Содержание этой заметки тесно связано со статьей авторов [1], где анализировалась градиентно-дрейфовая неустойчивость в среднеширотном слое E_s. Результаты электростатического приближения были дополнены в [1] учетом электромагнитных эффектов при $\cos\theta=0$, где θ — угол между волновым вектором $\boldsymbol{k}$ и геомагнитным полем $\boldsymbol{H}_0$. Здесь мы рассмотрим условия возникновения неустойчивости без ограничения на потенциальность возмущений, когда

$$1 \gg \cos^2\theta \gg \nu_{en}^2/\omega_H^2 , \tag{1}$$

где ν_{en} — частота столкновений электронов с нейтральными частицами, ω_H — гирочастота электронов (в области E $\nu_{en}/\omega_H\sim 10^{-2}-10^{-3}$).

Используем общую формулировку дисперсионного уравнения [1, 2]. Выражения для компонент тензора комплексной диэлектрической проницаемости ε_{ij} заимствуем из [1], где было принято, что вектор $\boldsymbol{k}$ направлен по оси z, а поле $\boldsymbol{H}_0$ лежит в плоскости yz. Считаем, что для электронов их регулярная скорость $\boldsymbol{u}_{e0}$ перпендикулярна $\boldsymbol{H}_0$ и составляет малый угол с $\boldsymbol{k}$ (для ионов $u_{i0}=0$). Оценки показывают возможность приближенной записи дисперсионного уравнения в виде

$$c^2k^2\varepsilon_{zz}+\omega^2\varepsilon_{yz}\varepsilon_{zy}=0, \tag{2}$$

где ω — комплексная частота, c — скорость света в вакууме.

Для ε_{yz}, ε_{zy} в (2) можно учитывать только вклад частей, связанных с движением электронов. При учете этих замечаний после ряда упрощений из [1] приходим к приближенным формулам:

$$\varepsilon_{yz}=\frac{\omega_{0e}^2\,\omega}{A_e}\left[\sin\theta\cos\theta\,\omega_H^2+\frac{kv_{T_e}^2}{\omega_e'}(\cos\theta\,\omega_H K_{0x}+i\omega_e''K_{0y})\right],$$

$$\varepsilon_{zy}=\frac{\omega_{0e}^2\,\omega}{A_e}\left\{\sin\theta\cos\theta\,\omega_H^2+\frac{kv_{T_e}^2}{\omega_e'}(\cos\theta\,\omega_H K_{0x}-i\omega_e''K_{0y})+\right.$$

$$\left.+u_{0ez}\,\omega^{-1}\left[(\cos\theta\,\omega_e''\omega_H K_{0x}-i\omega_e''^2K_{0y})\left(1-\frac{k^2v_{T_e}^2}{\omega_e'\omega_e''}\right)+i\sin\theta\cos\zeta\,\omega_H^2K_0\right]\right\}, \tag{3}$$

$$\varepsilon_{zz}=1-\frac{\omega_{0e}^2\,\omega^2}{\omega_e'A_e}[\omega_e''^2-\cos^2\theta\,\omega_H^2+u_{0ez}\,\omega^{-1}(\sin\theta\,\omega_H\,\omega_e''K_{0x}-$$

$$-i\cos\theta\cos\zeta\,\omega_H^2K_0)]-\frac{\omega_{0i}^2\,\omega}{A_i}(\omega_i''^2-\cos^2\theta\,\Omega_H^2),$$

где $A_e=\omega^2(\omega_e')^{-1}[\omega_e'\omega_e''(\omega_e''^2-\omega_H^2)-k^2v_{T_e}^2(\omega_e''^2-\cos^2\theta\,\omega_H^2+2\sin\theta\,\omega_H\,\omega_e''k^{-1}K_{0x})]$, ω_{0e} и ω_{0i} — ленгмюровские частоты, ζ — угол между $\boldsymbol{K}_0$ и $\boldsymbol{H}_0$, $\omega_e''=\omega_e'-i\nu_{en}$, $\omega_e'=\omega-ku_{0ez}$, $\omega_i''=\omega-i\nu_{in}$ (ν_{in} — частота столкновений ионов с нейтральными частицами), $\boldsymbol{K}_0=\nabla N_0/N_0$ (N_0 — невозмущенная концентрация электронов), v_{T_e} — средняя тепловая скорость электронов (см. [1]). Выражение для A_i получается заменой в A_e ω_H на

$\rightarrow \Omega_H$ (Ω_H — гирочастота ионов), ω_e' на ω, ω_e'' на ω_i'', v_{T_e} на среднюю тепловую скорость ионов v_{T_i}.

Из уравнения (2), используя (3) и (1), получаем

$$\frac{\cos^2\theta + i\delta_1}{i\nu_{en}\omega_e' + k^2 v_{T_e}^2(\cos^2\theta + i\delta_2)} + \frac{mM^{-1}}{k^2 v_{T_i}^2(1 - i\delta_3) + \omega(i\nu_{in} - \omega)} +$$
$$+ \frac{\omega_{0e}^2 \omega_e'^2}{c^2 k^2}\left[\cos^2\theta\left(1 + \frac{k^2 v_{T_e}^2}{\omega_e' \omega_H}\frac{K_{0x}}{k}\right) + \frac{iu_{0ez}}{\omega}\cos\theta\cos\zeta K_0\right] \times \tag{4}$$
$$\times \{[i\nu_{en}\omega_e' + k^2 v_{T_e}^2(\cos^2\theta + i\delta_2)]^2\}^{-1} = 0,$$

где m и M — массы электрона и иона, $\delta_1 = \dfrac{u_{0ez}}{\omega}\left[\sin\theta\dfrac{\nu_{en}}{\omega_H}K_{0x} + \cos\theta\cos\zeta K_0\right]$, $\delta_2 = 2k^{-1}K_{0x}\dfrac{\nu_{en}}{\omega_H}\sin\theta$ и $\delta_3 = 2k^{-1}K_{0x}\sin\theta\dfrac{\Omega_H}{\nu_{in}}$. Оценки показывают, что при условии (1) члены с δ_2 и δ_3 в (4) можно опустить. При дополнительном ограничении

$$\nu_{en} \gg k u_{0ez}, \tag{5}$$

которое выполняется в области E, из (4) имеем

$$\frac{\cos^2\theta + i\delta_1}{i\nu_{en}\omega_e' + k^2 v_{T_e}^2\cos^2\theta - G} + \frac{mM^{-1}}{k^2 v_{T_i}^2 + \omega(i\nu_{in} - \omega)} = 0, \tag{6}$$

где фактор $G = \dfrac{\omega_{0e}^2\omega_e'^2}{c^2 k^2}(\cos^2\theta + i\delta_1)^{-1}[\cos^2\theta + i(u_{0ez}/\omega)\cos\theta\cos\zeta K_0]$ характеризует непотенциальность возмущений.

Полагая $\omega = \tilde{\omega} - i\gamma$, где $\tilde{\omega}$ — действительная частота, γ — инкремент (при $\gamma > 0$), в случае $\gamma \ll \tilde{\omega}$ получаем известный результат безвихревого приближения [1, 2]

$$\tilde{\omega} = k u_{0ez}\left(1 + \frac{M\nu_{in}}{m\nu_{en}}\cos^2\theta\right)^{-1}, \tag{7}$$

а для инкремента γ имеем

$$\gamma = \nu_{in}^{-1}\left(1 + \frac{m\nu_{en}}{M\nu_{in}}\cos^{-2}\theta\right)^{-1}\left(\tilde{\omega}^2 - 2k^2 v_{T_i}^2 + \frac{\nu_{in}\tilde{\omega}\delta_1}{\cos^2\theta} + \frac{m}{M}\frac{\mathrm{Re}\,G}{\cos^2\theta}\right), \tag{8}$$

где с учетом (7) приближенно

$$\mathrm{Re}\,G = \frac{\omega_{0e}^2 u_{0ez}^2}{c^2}\left(\frac{M\nu_{in}}{m\nu_{en}}\cos^2\theta\right)^2\left(1 + \frac{M\nu_{in}}{m\nu_{en}}\cos^2\theta\right)^{-2}. \tag{9}$$

Как видно из (9), отклонения от потенциальности проявляются в первую очередь для неустойчивости токового типа (компоненты K_0 не входят). Вихревые поправки влияют на развитие неустойчивости при $(m/M)\,\mathrm{Re}\,G > 2k^2 v_{T_i}^2\cos^2\theta$. Оптимальные условия имеют место при $\cos^2\theta = m\nu_{en}/M\nu_{in}$. Тогда из предшествующего неравенства и из (9) имеем

$$\frac{\omega_{0e}^2}{c^2k^2} > 8\frac{v_{T_i}^2}{u_{0ez}^2}\frac{\nu_{en}}{\nu_{in}}. \tag{10}$$

Согласно [3] грубо $\nu_{en} = 10\nu_{in}$ для молекулярных ионов. Для ионов металлов, которые являются основными в среднеширотных слоях E_s, сведения о частотах столкновений весьма незначительны. Из краткого обсуждения в [4] со ссылками на некоторые экспериментальные исследования можно сделать вывод, что, например, сечения столкновений для ионов Na^+ и K^+ с молекулами O_2 аномально велики. Это дает основание принять для оценок $\nu_{en} = 5\nu_{in}$. На средних широтах скорости u_{0e} не достигают значений скорости ионного звука $\sqrt{2}\,v_{T_i}$. При благоприятных условиях можно принять $v_{T_i} \simeq u_{0e}$. Тогда из (10) приходим к грубому ограничению $\omega_{0e}^2 > 40c^2k^2$, которое можно записать в виде $\lambda > \lambda^*$, где $\lambda = 2\pi/k$, и для λ^* в абсолютной системе единиц имеем $\lambda^* = 2{,}1 \cdot 10^7 N_0^{-1/2}$. Если $N_0 = 10^5$ см$^{-3}$, то $\lambda^* \simeq 600$ м Этот масштаб соизмерим с толщиной слоя E_s.

Таким образом, при условии (1) вихревые поля могут влиять на нестабильность только в плотных слоях E_s с максимальными значениями $N_0 \gtrsim 10^5$ см$^{-3}$. При этом поперечные размеры неоднородностей должны быть соизмеримы с размерами самого слоя E_s. Можно отметить, что неоднородности с большими масштабами играют при возникновении плазменной турбулентности в слое E определяющую роль [5] Следует ожидать, что в плотных слоях E_s турбулентность будет эффективно развиваться даже при невыполнении условия нестабильности по Фали, $u_{0ez} > \sqrt{2}\, v_{Ti}$.

ЛИТЕРАТУРА

1. Гершман Б. Н., Понятов А. А. — Изв. вузов — Радиофизика, 1987, **30**, № 6, с. 711.
2. Гершман Б. Н, Каменецкая Г. Х, Игнатьев Ю А. Механизмы образования ионосферного спорадического слоя E на различных широтах. — М.: Наука, 1976.
3. Фаткуллин М Н, Зеленова Т. И, Козлов В К, Легенька А Д, Соболева Т. Н. Эмпирические модели среднеширотной ионосферы — М: Наука, 1981.
4. Докучаев В. П — Изв. вузов — Радиофизика, 1960, **3**, № 1, с. 50.
5. Sudan R. N. — J. Geophys. Res, 1983, **88**, № A6, p. 4853.

Научно-исследовательский радиофизический институт

Поступила в редакцию 11 марта 1986 г

УДК: 621.378.325

МОДАЛЬНОЕ УПРАВЛЕНИЕ В АДАПТИВНЫХ СИСТЕМАХ АПЕРТУРНОГО ЗОНДИРОВАНИЯ

А. В. Куренков, С. С. Чесноков, О. И. Шанин

Поиск эффективных алгоритмов управления волновым фронтом световых пучков занимает одно из центральных мест при разработке и проектировании адаптивных оптических систем [1]. Важными показателями эффективности являются как достигаемые в процессе управления значения критерия качества пучка в плоскости наблюдения, так и быстродействие адаптивной системы Широко применяемый в настоящее время принцип зонального апертурного зондирования обладает рядом недостатков. В частности, многоканальная фазовая модуляция, служащая для настройки отдельных субапертур, требует большого частотного диапазона следящей системы. При этом весьма значительными оказываются затраты времени на поиск экстремума целевой функции управления. Поэтому привлекает большое внимание применение модальных фазовых корректоров, для которых каждая динамическая координата соответствует какой-либо из простейших оптических аберраций. Например, в [2] показано, что эффективная коррекция тепловой дефокусировки в движущейся среде может быть осуществлена модальным корректором с тремя степенями свободы углом наклона пучка и двумя радиусами фокусировки во взаимно перпендикулярных плоскостях. В настоящей работе исследовано дополнительное влияние сферической аберрации четвертого порядка на качество адаптивной фокусировки, а также предложен новый алгоритм управления, позволяющий сократить число итераций при поиске экстремума целевой функции.

1. Распространение светового пучка в движущейся слабо поглощающей среде описывается системой безразмерных уравнений

$$2i\frac{\partial E}{\partial z} = \Delta_\perp E + RTE, \quad \Delta_\perp = \frac{\partial^2}{\partial x^2} + \frac{\partial^2}{\partial y^2}, \quad \frac{\partial T}{\partial x} = EE^*, \tag{1}$$

где поперечные координаты x, y нормированы на начальный радиус пучка a_0, продольная координата z — на дифракционную длину $z_d = k a_0^2$, комплексная амплитуда электрического поля E отнесена к максимуму модуля амплитуды E_0 на входе в среду. Параметр нелинейности

$$R = \frac{2k^2 a_0^3\, \alpha\, (\partial n/\partial T)}{n_0\, \rho\, C_p\, V} E_0^2, \tag{2}$$